

04

Критерий обращения поля в коротком тлеющем разряде и его зависимость от параметров используемой гидродинамической модели

© К.А. Барзилович, Е.А. Богданов, А.А. Кудрявцев

Санкт-Петербургский государственный университет
Санкт-Петербургский университет ИТМО
E-mail: akud@ak2138.spb.edu

Поступило в Редакцию 13 февраля 2014 г.

Представлен критерий обращения поля в прикатодной плазме короткого тлеющего разряда. Показано, что он является крайне чувствительным к выбору используемой гидродинамической (fluid) модели разряда (в частности, к выбору максвелловской или неравновесной функции распределения электронов).

В прикатодной плазме тлеющего разряда может наблюдаться интересное физическое явление обращения знака электрического поля (Field Reversal, FR) (см., например, [1,2]). К настоящему времени его наличие доказано как экспериментально (см., например, [3,4]), так и в результате моделирования различными модификациями extended fluid model (см., например, [5,6]), в которых приближенный учет нелокальности ионизации осуществляется за счет решения уравнения баланса энергий электронов с учетом пространственного переноса тепла.

Условием обращения электрического поля в плазме является превышение диффузионного тока электронов над полным (сквозным) разрядным током [1]

$$-D_e \nabla n_e > |j/e|. \quad (1)$$

К сожалению, записанный в столь общем виде, данный критерий трудно использовать для количественных оценок в конкретных условиях.

Более определенный критерий FR (1) был представлен в [7] в виде (формула (57) в [7])

$$(L - x_m)\mu_i / ((x_m - d)\mu_e) < 1, \quad (2)$$

где L — межэлектродное расстояние, d — толщина катодного слоя. При этом в [7] точка обращения поля отождествлялась с положением максимума концентрации плазмы x_m (см. также [8,9]).

И хотя из-за значительного превышения подвижности электронов над ионной ($\mu_e \gg \mu_i$) следует практически всегда ожидать выполнение неравенства (2), в имеющихся в литературе примерах численного моделирования тлеющих разрядов в различных постановках явление FR как отмечается, так и нет (см., например, [6]).

В данной работе представлен критерий обращения поля для гидродинамической (fluid) модели, конкретизирующий и уточняющий выражения (1), (2). Показано, что условие FR является крайне чувствительным к параметрам гидродинамического описания разряда. В частности, если в предположении максвелловской ФРЭ явление FR получается практически всегда, то учет немаксвелловости функции распределения электронов (ФРЭ) приводит к его исчезновению.

В диффузионно-дрейфовом приближении для потоков заряженных частиц поле \mathbf{E} складывается из двух компонент — поля поляризации \mathbf{E}_d (амбиполярного), связанного с неоднородностью пространственного профиля плотности плазмы, и внешнего поля \mathbf{E}_c , связанного с протеканием в плазме тока (см., например, [1]):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_d = \frac{\mathbf{j}}{e(\mu_e + \mu_i)n} - \frac{(D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i)} \frac{\nabla n}{n}. \quad (3)$$

Поскольку на границах плазмы ($x = d$, $x = L$) концентрации зарядов малы, то в рассматриваемом коротком (без положительного столба) разряде профиль $n(x)$ имеет одну точку максимума $d < x_m < L$.

Так как поле E_d знакопеременно, то если поле в плазме и меняет знак, то это возможно, если для некоторой точки $x_1 > x_m$ выполняется неравенство (1).

Из уравнения баланса ионов в 1D случае имеем следующую связь между потоком ионов и числом ионизаций $R(x)$ ($S(x)$ — суммарный

объемный источник):

$$\Gamma_i(x) = \Gamma_i(0) + \int_0^x S(\xi) d\xi = \Gamma_i(0) + R(x). \quad (4)$$

Тогда, учитывая, что $\mu_i/\mu_e \ll 1/(1+\gamma)$, для числа ионизаций получаем

$$R(0, x_m) \approx -\frac{j}{e} \frac{1}{(1+\gamma)}, \quad R(d, x_m) = R(0, x_m)\theta = -\frac{j}{e} \frac{\theta}{1+\gamma} = D_a n'(d), \quad (5)$$

где $D_a n'(d)$ — амбиполярный поток ионов из плазмы на границу катодного слоя ($x = d$), а через θ обозначена доля ионизаций в плазме к полному числу ионизаций на длине $(0, x_m)$

$$\theta = R(d, x_m)/R(0, x_m). \quad (6)$$

Тогда, полагая, что в плазме D_e, μ_e слабо меняются, необходимое и достаточное условие наличия FR в некоторой точке $x_1 > x_m$ для 1D модели принимает вид

$$-\frac{n'(d)}{n'(x_1)} \frac{(1+\gamma)}{\theta} \frac{\mu_i}{\mu_e} < 1. \quad (7)$$

Значения производных $n'(x_1)$ и $n'(d)$ можно оценить как

$$n'(x_1) \approx -n_m/(L - x_m), \quad n'(d) \approx n_m/(x_m - d) \quad (8)$$

($n_m \equiv n(x_{\max})$), и неравенство (7) принимает вид

$$\frac{(L - x_m)}{(x_m - d)} \frac{\mu_i}{\mu_e} \frac{(1+\gamma)}{\theta} < 1. \quad (9)$$

Таким образом, формула (9) дает критерий обращения поля в плазме тлеющего разряда, уточняющий критерий (2) из [7], полученный в предположении $\theta = 1$. Поскольку часто, особенно в нормальном разряде, имеет место противоположный случай $\theta \ll 1$, когда почти вся ионизация происходит в катодном слое (реализуется модель разряда Энгеля–Штеенбека [1]), то условие FR там отсутствует.

Моделирование параметров разряда в аргоне при давлении 3 Торг в трубке с расстоянием между торцевыми электродами $L = 10$ мм и радиусом $R = 15$ мм проводилось в рамках 2D гидродинамической (fluid) модели по методикам, используемым нами ранее в [10,11]. В расчетах использовались две модификации fluid модели: как с максвелловской ФРЭ (далее индекс M), так и с полученной в результате решения локального кинетического уравнения Больцмана (индекс L).

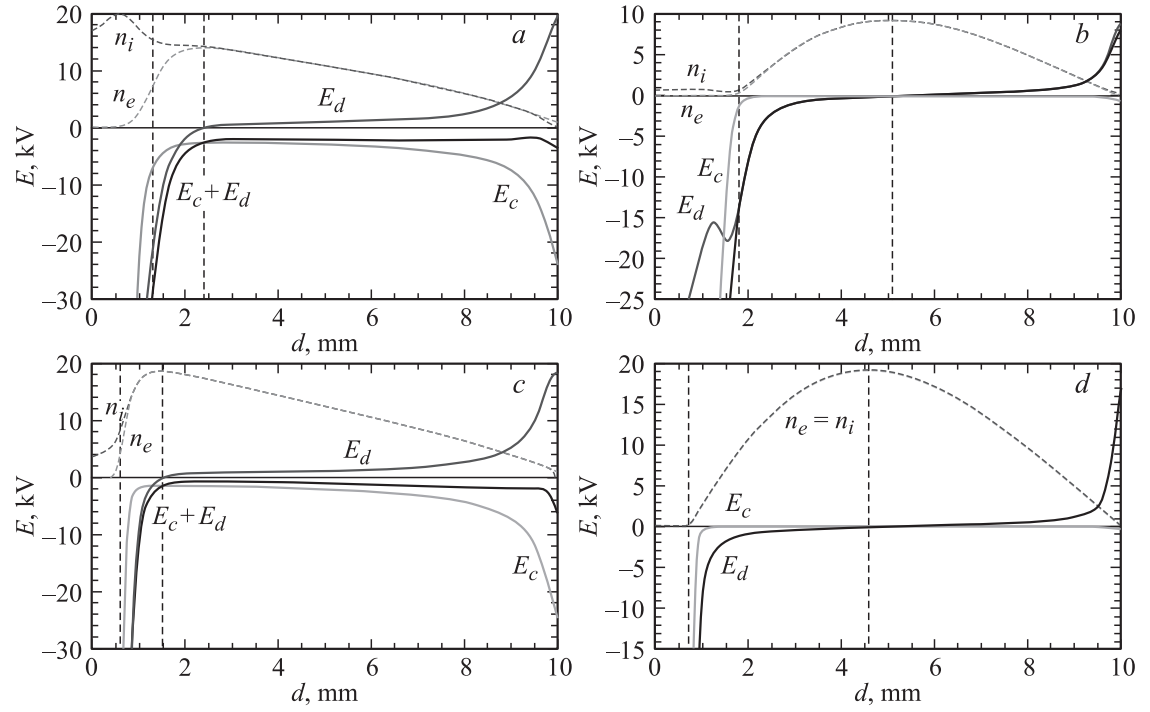
Для сравнения двух моделей (M и L) были выбраны 2 значения тока: в области нормального разряда (N) ($I \approx 6$ мА) и в области аномального разряда (A) ($I \approx 300$ мА).

Расчеты показывают (см. рисунок), что различия 2 моделей проявляется в пространственных распределениях основных параметров. В отличие от модели M , для модели L точка границы слой–плазма близка к точке максимума концентрации электронов. При этом в модели L максимум n_i не всегда совпадает с максимумом n_e : в нормальном разряде (N) n_i имеет максимум в области катодного слоя.

Как показывают расчеты с максвелловской ФРЭ, значение параметра θ равно 0.1 и 0.3 для режимов N и A соответственно, так что большая часть ионизаций происходит в катодном слое (см. рисунок, b, d). В нашем случае $\gamma = 0.1$ и параметр $(1 + \gamma)/\theta$ принимает значения 8.5, 11 и 3.8 соответственно. Из рисунка, b, d видно, что профили плотности плазмы для расчетов с максвелловской ФРЭ достаточно симметричны, так что $|n'(d)/n'(L)| \approx 1$. Поэтому при $\mu_i/\mu_e \leq 0.01$ неравенства (7), (9) выполняются с хорошим запасом и для этих режимов следует ожидать наличие FR, что подтверждается и расчетами (см. рисунок, b, d).

Для неравновесной ФРЭ в нормальном разряде (режим N , см. рисунок, a) максимум плотности ионов находится в катодном слое, а в квазинейтральной области ионизация практически отсутствует. В данном случае баланс ионов в плазме определяется уравнением амбиполярной диффузии с нулевым источником $S(x)$, так что профили плотности плазмы будут линейными функциями координаты при $x > d$ (это хорошо видно из рисунка, a), и поле $E(x)$ не меняет знак. Таким образом, если на границе катодного слоя электрическое поле отрицательно, оно будет отрицательным и в плазме. Именно этот случай и реализуется в наших расчетах с неравновесной ФРЭ для нормального разряда.

В расчете A с неравновесной ФРЭ электрическое поле также не меняет знак: оно отрицательно до самого анода (см. рисунок, c). Для этого



Распределение вдоль оси симметрии токовой и дрейфовой составляющей поля для нормального режима $N(a, b)$ и для аномального режима $A(c, d)$ в модели с неравновесной (a, c) и максвелловской (b, d) ФРЭ. Обозначены характерные точки $x = d$, $x = x_m$ и $x = L$, пунктиром — профили концентраций электронов n_e и ионов n_i .

случая $\theta = 0.3$, $(1 + \gamma)/\theta = 3.7$, $\mu_i/\mu_e = 0.008$ и $|n'(d)/n'(L)| = 21.3$ (граница слоя здесь определялась условием $n_e(d) = 0.6n_i(d)$). Соответственно

$$((1 + \gamma)/\theta)(\mu_i/\mu_e)|n'(d)/n'(L)| = 0.6 < 1.$$

В соответствии с формулой (9) в этом случае должно было быть обращение поля. Однако условие квазинейтральности плазмы выполняется с недостаточной точностью от катода вплоть до точки максимума x_m , так что разница между правой и левой частями последней формулы в (5) составляет порядка 40%. Таким образом, этот случай оказывается близок к режиму N в том смысле, что квазинейтральность выполняется только справа от точки максимума концентрации зарядов.

Необходимо отметить, что отсутствие FR для расчетов с неравновесной ФРЭ объясняется, прежде всего, ее резким падением в неупругой области энергий и, как следствие, более низким темпом ионизации в плазме. Поскольку в таких условиях большая часть ионизаций происходит в катодном слое и прилегающей переходной области, то и максимум n_m оказывается смещенным к границе катодного слоя, поэтому величина $|n'(d)/n'(L)|$ становится большой и может „конкурировать“ с различием между μ_i и μ_e в (7), (9).

При дальнейшем росте тока должно расти и полное число ионизаций. Так как константа ионизации должна выйти на насыщение, а толщина слоя должна уменьшиться, то параметр θ будет расти. Поэтому с ростом тока рано или поздно следует ожидать появления точки FR и в расчете с немаксвелловской ФРЭ. Но такие расчеты могут быть нефизичны, так как при дальнейшем росте тока и связанном с этим нагревом катода должен измениться механизм эмиссии на катоде и переход к дуге [1].

В заключение отметим, что поскольку fluid model оперирует средними характеристиками всего ансамбля электронов, то в ней не учитывается нелокальная ионизация группой независимых от них быстрых электронов, приходящих в плазму извне (из катодного слоя). Если добавить ионизацию этими электронами как внешний источник, то параметр θ увеличится и с неизбежностью появится точка обращения поля (как это и предполагается в моделях [7–9]). Поэтому физически более адекватными будут модели, учитывающие источник нелокальной ионизации, дающие обращение поля (подробнее см. [12]). Интересно отметить, что в этом смысле более адекватной является традиционная

fluid model с максвелловской ФРЭ, чем ее усовершенствования путем учета немасвелловости ФРЭ [13].

Таким образом, предложенный критерий объясняет возникновение эффекта обращения знака электрического поля при разных разрядных токах и указывает на значительную чувствительность этого эффекта по отношению к функции распределения электронов.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. // Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009. 736 с.
- [2] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Изд-во „Лань“, 2010. 512 с.
- [3] Gottscho A. et al. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 11. P. 6407–6414.
- [4] Кудрявцев А.А. et al. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 17. С. 104–110.
- [5] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. С. 1041.
- [6] Fiala A., Pitchford L.C., Boeuf J.P. // Phys. Rev. E. 1984. V. 49. P. 5607–5622.
- [7] Kolobov V.I., Tsendin L.D. // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 783–785.
- [8] Boeuf J.P., Pitchford L.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2083–2088.
- [9] Кудрявцев А.А., Тоинова Н.Е. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. N 9. С. 26–34.
- [10] Богданов Е.А., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Чирцов П.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 10. С. 41–53.
- [11] Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 1. С. 59–64.
- [12] Rafatov I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 093 503.
- [13] Hagelaar J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722–733.